

This Page Is Inserted by IFW Operations
and is not a part of the Official Record

BEST AVAILABLE IMAGES

Defective images within this document are accurate representations of the original documents submitted by the applicant.

Defects in the images may include (but are not limited to):

- BLACK BORDERS
- TEXT CUT OFF AT TOP, BOTTOM OR SIDES
- FADED TEXT
- ILLEGIBLE TEXT
- SKEWED/SLANTED IMAGES
- COLORED PHOTOS
- BLACK OR VERY BLACK AND WHITE DARK PHOTOS
- GRAY SCALE DOCUMENTS

IMAGES ARE BEST AVAILABLE COPY.

**As rescanning documents *will not* correct images,
please do not report the images to the
Image Problem Mailbox.**

4

PATENT ABSTRACTS OF JAPAN

(11)Publication number : 03-139886

(43)Date of publication of application : 14.06.1991

(51)Int.Cl.

H01L 31/10
G02F 1/015
G02F 1/17

(21)Application number : 02-270674

(71)Applicant : AMERICAN TELEPH & TELEGR CO
<ATT>

(22)Date of filing : 11.10.1990

(72)Inventor : CARIDI ELISA A

(30)Priority

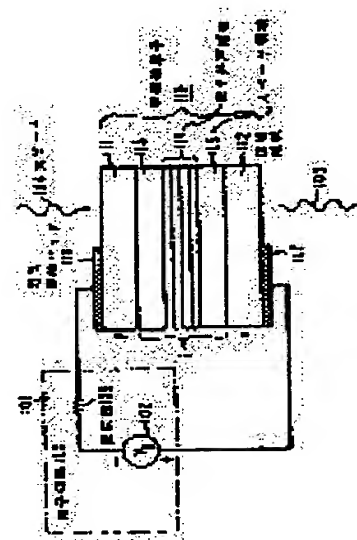
Priority number : 89 420968 Priority date : 13.10.1989 Priority country : US

(54) OPTICAL ELEMENT AND SEMICONDUCTOR ELEMENT

(57)Abstract:

PURPOSE: To provide a good on/off symmetry at a relatively low applied electric power and to obtain a reduced tolerance range with respect to the operational wavelength of incident light by providing at least a single narrow forbidden band layer which is intrinsically lattice-unconforming, into a wider forbidden band p-i-n structure.

CONSTITUTION: A semiconductor element 110 comprises a p-i-n structure, spacer regions 113 and 115 and a quantum well region 114 are intrinsic, that is not doped, and contact region 111 is of a p-type material, while a contact region 112 is an n-type material. The quantum-well region 114 comprises a quantum-well layer which is one of a narrow forbidden band of a lattice unconformable semiconductor material interfacing on both sides with a barrier layer of lattice unconforming semiconductor material of a wide forbidden band. In order for expansion to a different initial growth plane to take place, a sufficient magnitude of distortion, is required so that with lattice unconformity in the quantum-well layer causing a biaxial distortion, a distortion in the axial direction, where electrons and positive holes inside the quantum-well region are polarized in the direction opposite to that of the electric field applied to the structure $\langle hhi \rangle$ is generated. Here, h and i are integers which are 1 or larger.



LEGAL STATUS

[Date of request for examination]

[Date of sending the examiner's decision of rejection]

[Kind of final disposal of application other than

the examiner's decision of rejection or
application converted registration]

[Date of final disposal for application]

[Patent number]

[Date of registration]

[Number of appeal against examiner's decision
of rejection]

[Date of requesting appeal against examiner's
decision of rejection]

[Date of extinction of right]

Copyright (C); 1998,2003 Japan Patent Office

⑨ 日本国特許庁(JP)

⑩ 特許出願公開

⑫ 公開特許公報(A) 平3-139886

⑮ Int. Cl.⁵

識別記号

庁内整理番号

⑬ 公開 平成3年(1991)6月14日

H 01 L 31/10
G 02 F 1/015
1/17

5 0 5

8106-2H
7428-2H
9055-5F

H 01 L 31/10

A

審査請求 未請求 請求項の数 7 (全9頁)

⑭ 発明の名称 光学素子および半導体素子

⑯ 特 願 平2-270674

⑰ 出 願 平2(1990)10月11日

優先権主張 ⑱ 1989年10月13日 ⑲ 米国(US) ⑳ 420968

⑳ 発 明 者 エリサ エイ. カリデ アメリカ合衆国, 07760 ニュージャージー ラムソン,
イ メドウ ブルック アベニュー 8

㉑ 出 願 人 アメリカン テレフォ アメリカ合衆国, 10022 ニューヨーク, ニューヨーク,
ン アンド テレグラ マディソン アヴェニュー 550
フ カムパニー

㉒ 代 理 人 弁理士 三俣 弘文 外1名

明 細 書

1. 発明の名称

光学素子および半導体素子

2. 特許請求の範囲

(1) 光に応じて光電流を発生する手段と、

半導体量子井戸領域を有する構造と、

屈折率を前記光電流の変化に応じて変化させるために、前記光電流に応じて前記半導体量子井戸領域の吸収係数を電気的に制御する手段とを備え、

前記半導体量子井戸領域が、第1の層、第2の層、および前記第1の層と前記第2の層との間にあってそれらの層に接した小領域を備え、前記第1および前記第2の層が、広い禁止帯の格子整合した半導体材料からなり、前記小領域が、少なくとも1つの十分に狭い禁止帯の半導体材料の層を備え、ここで、 h および l を1以上の整数であるとした場合、前記量子井戸領域内部の電子と正孔とを前記構造に印加された電界方向に対して反対方向に分局させるために $\langle h h l \rangle$ 方向に沿った軸方向にひずみを起こさせるために前記小領域が

格子不整合である

ことを特徴とする光学素子。

(2) 半導体基板上に成長させた半導体素子において、この素子が、 n 型伝導領域、量子井戸領域、および p 型伝導領域を備え、

前記量子井戸領域が、第1の層、第2の層、および前記第1の層と前記第2の層との間にあってそれらの層に接した小領域を備え、前記第1および前記第2の層が、前記基板に対してほぼ格子整合したほぼ真性半導体材料からなり、前記小領域が、前記第1および前記第2の層における対応する禁止帯より狭い禁止帯を有する少なくとも1つのほぼ真性半導体材料の層からなり、ここで、 h および l を1以上の整数であるとした場合、前記構造に印加された電界方向に対して反対方向に電界を発生させるために $\langle h h l \rangle$ 方向に沿った軸方向にひずみを起こさせるために前記小領域が前記基板に対して格子不整合である

ことを特徴とする半導体素子。

(3) 前記 n 型領域、前記 p 型領域、および前

特開平3-139886(2)

記量子井戸領域が、閃亜鉛鉱形半導体材料からなる

ことを特徴とする請求項2記載の半導体素子。

(4) 前記閃亜鉛鉱形材料が、Ⅲ-V族の半導体化合物からなるグループから選択される

ことを特徴とする請求項3記載の半導体素子。

(5) 半導体基板上に成長させた半導体素子において、この素子が、n型伝導領域、量子井戸領域、およびp型伝導領域を備え、

前記量子井戸領域が、第1の層、第2の層、および前記第1の層と前記第2の層との間にあってそれらの層に接した小領域を備え、前記第1および前記第2の層が、前記基板に対してほぼ格子整合したほぼ真性半導体材料からなり、前記小領域が、前記第1および前記第2の層における対応する禁止帯より狭い禁止帯を有するほぼ真性半導体材料からなる複数のひずみ層からなり、前記基板にほぼ格子整合したほぼ真性半導体材料からなり、前記ひずみ層における対応する禁止帯より広い禁止帯を有する複数の対応する無ひずみ層によって

素子が開発されている。動作電力の低減および入射光の動作波長の許容範囲の縮小などの改良は、非対称な井戸を取り入れたことによるものである。前記の関連の応用において、また応用物理レター(1989年)、54(3)のp.202-p.204の説明のように、量子井戸の輪郭を成す2つの広い禁止帯層の間の狭い禁止帯小領域にわたって非対称な電子的特性を有する真性の量子井戸領域を素子構造の内部に備えることによって、改良された自己電気光学素子が得られた。非対称性の結果として、量子井戸領域によって、前記の小領域内部の電子とホールが、その自己電気光学効果素子に印加された電界の向きに対して反対方向に分極されるようであった。その非対称な電子的特性は、合成的に選別された狭い禁止帯層として、または薄く広い禁止帯層によって隔てられた異なる厚さの一对の結合された狭い禁止帯層として実現された。

非対称性は、量子井戸材料用にエネルギー禁止帯を合成的に選別するか、または厚さの異なる量子井戸を結合することによって作り出すことがで

前記ひずみ層が、互いに分離されていて、ここで、 h および l を1以上の整数であるとした場合、前記構造に印加された電界方向に対して反対方向に電界を発生させるために $\langle h h l \rangle$ 方向に沿った軸方向にひずみを起こさせるために前記小領域が前記基板に対して格子不整合であることを特徴とする半導体素子。

(6) 前記n型領域、前記p型領域、および前記量子井戸領域が、閃亜鉛鉱形半導体材料からなる

ことを特徴とする請求項5記載の半導体素子。

(7) 前記閃亜鉛鉱形材料が、Ⅲ-V族の半導体化合物からなるグループから選択される

ことを特徴とする請求項6記載の半導体素子。

3. 発明の詳細な説明

〔産業上の利用分野〕

本発明は、全光学素子の分野に関し、特に、p-i-n 半導体構造を採用した素子に関する。

〔従来の技術〕

量子井戸領域が非対称な特性を備える量子井戸

きるが、 $[111]$ 軸に沿って成長したある種類のひずみ層の半導体構造が、大きな圧電的に発生した内蔵電界から起こる非対称な光電効果を与えることが立証された。ひずみ層の半導体構造の種類は、超格子の層が、2軸圧縮領域と2軸伸張領域とを格子不整合を介して基板に交互に与える構成材料からなる種類である。電気的分極ベクトルの符号が、隣合う領域ごとに反対であるから、超格子の境界において分極のゼロでない発散(分極電荷)が存在し、その結果、層ごとに次々と反対の極性を有し成長軸に沿って向けられた内蔵電界が存在する。例えば、「物理レビュー・レター」(1989年)第62巻、第6号p.649-p.652のビー・ローリッチ(B.Laurich)他、「応用物理レター」(1989年)の54(3)p.233-p.235のジェイ・ビーリ(J.Beery)他、「物理レビュー・B」(1988年)第37巻、第7号p.10415-p.10418のシー・マイルホイト(C.Hallholt)他、「物理レビュー・レター」(1987年)第58巻、第12号p.1264-p.1267のディ・スミス

特開平3-139886(3)

(D.Smith) 他、および「半導体通信 (Solid State Communications)」(1986年) 第57巻、第12号p.919-p.921のディ・スミスの論文を参照のこと。これらのひずみ層構造に対して、素子の動作を当然のことと仮定しているが、これらの構造を実際に取り入れた素子は報告されていない。
〔発明の概要〕

単純化したひずみ層半導体構造を使用する新たな種類の非対称量子井戸素子によって、不整合ひずみ誘導電界が発生できる。この単純化した構造においては、少なくとも単一の本質的に格子不整合の狭い禁止帯層を、より広い禁止帯 $p-i-n$ 構造に備えることにより、2軸性の応力から生じる電界が、ダイオードにおける電界と逆向きになるようになっている。本発明の構造によれば、2軸性の応力は、2軸性の圧力でも、2軸性の張力でもよい。逆バイアス動作では、 $p-i-n$ ダイオード（以下、 $p-i-n$ ダイオードと記す）は、特徴的な量子井戸吸収ピークの「青方偏移（ブルーシフト）」を起こす。素子の誘導電界および

「青方偏移」の性質の結果として、素子は、比較的低い印加電力で良好なオン・オフの対称を示し、かつ入射光の動作波長に対し縮小された許容範囲を呈する。

素子の実施例をいくつか示した。最初の実施例では、非対称量子井戸構造を $p-i-n$ ダイオードに組み入れて示してある。第2の実施例では、同じ方向のひずみ成分を作るために複数のひずみ量子井戸層を備えた自己電気光学効果素子に、非対称量子井戸構造を組み込んで示した。

〔実施例〕

単純化したひずみ層の半導体構造を第1図および第3図に示す。これらの構造では、縦軸方向の内部の電界を誘導するために格子不整合の量子井戸層における不整合ひずみが用いられている。ひずみ層が狭い帯の量子井戸層を含む無ひずみ層／ひずみ層／無ひずみ層の幾何学的構造のために、半導体素子の設計が柔軟になる。これは、この新規な構造により、個々の電界、即ち空間的に離れた複数の縦軸方向の内部の電界を $p-i-n$ 素子に配置

することができるようになるからである。また、この構造によって、内部の電界の大きさと方向を設計によって容易に制御できる。

ひずみは、成長面において2軸性であり、圧力も張力も含むと理解されている。張力については、ひずみ層の格子定数は、素子の基板材料の格子定数より小さいと理解されている。圧力については、ひずみ層の格子定数は、素子の基板材料の格子定数より大きいと理解されている。

ひずみ層半導体素子における大半の材料は、(111)の方向に成長したⅢ-V族半導体素子に集中していたが、本発明では、閃亜鉛鉱形化合物のような圧電的に活性な材料の(111)ひずみ層から応力に依存する作用を利用することが分かる。これらの材料は、応力が与えられると、巨視的な電気的分極を生じる。閃亜鉛鉱形化合物には反転対称の中心がないので、閃亜鉛鉱形材料に応力を加えると、ひずみ、つまり、電気的分極を起こし得る原子の平衡位置からの微視的な変位を作り出すことができる。

電気的分極は、応力によって正の電荷が負の電荷より多少なりとも変位した場合に、生じる。弾性変形および不整合転位変形は、両者ともエピタキシャル成長した半導体構造の応力エネルギーを最小にするように作用するが、エピタキシャル成長の過程で発生する不整合ひずみは、弾性変形と不整合転位変形との間の張り合いによって、収容れる。第1図および第3図に示した素子については、単一の量子井戸（第1図）および個々の量子井戸（第3図）によって、ひずみは完全に収容される。

各量子井戸層にある半導体材料にひずみを発生させる格子不整合は、一般に、量子井戸層におけるある要素の分子率を変化させることによる周知の技法によって、得ることができる。例えば、第1図に示した素子は、量子井戸層には、

$In_x Ga_{1-x} As$ を含み、その他の層には、 $GaAs$ を含む。従って、 $InAs$ の分子率 x を変えることにより、量子井戸と $GaAs$ 基板との間の格子不整合を変化させることが可能である。

特開平3-139886(4)

格子不整合の程度は、量子井戸におけるひずみによって発生される内部の電界強度に影響を与える。前記の例に対し、線形補間法を用いることにより、 InAs 分子率が0から0.2まで変化する場合、電界強度が0から約 $3 \times 10^7 \text{ V/m}$ まで変化するのを示すことができる。この強度の電界は、量子閉じ込めシュタルク効果によって量子井戸のバンド間の光吸収を劇的に変化させることが知られている。量子閉じ込めシュタルク効果は、一般に、 pin ダイオード変調器、 pin ダイオード検波器、および自己電気光学効果素子によって使用されるが、何れも、別個に後述する。

本発明の原理によって実現した p-i-n ダイオード構造を第1図に断面図で示す。第1図に示した素子に対する大体のエネルギー・バンドの図を第2図に示す。図では、素子の異なる領域に対応する位置を数字の下に示した。尚、本発明の原理の理解を向上させるために、図は縮尺どうりには描かれていない。

第1図に示したように、分子ビーム・エビタキ

率に対して、 200 \AA と 300 \AA との間である。しかし、注意しなければならないのは、量子井戸を形成するのに一般に必要であると考えられている範囲に量子井戸層の厚さを維持することも重要である、ということである。 p 型の接触層を、 $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ のドーパ材濃度で約 $2.0 \mu\text{m}$ の厚さに形成するために、ベリリウムをドーピングした GaAs が用いられる。量子井戸の外側の層の厚さは、量子井戸層への光信号の伝送を向上させるために、かなり薄くすることもある。

第1図に示したようなメサ型ダイオードを形成するために、標準的な湿式化学エッチングを使用する。このようなダイオードのオーム性接触は、金属の堆積および合金化を含む標準的技法によって形成される。第1図に示した例については、接点16は、金、ニッケル、および金-ゲルマニウムの合金スタックから成る層を使用することによって、孤立した n 型メサの上に形成される。接点17は、金、金-亜鉛およびクロムの合金スタックから成る層を用いて、層15の上に環状の接点

シーによって基板10上に典型的な pin ダイオードをエビタキシャル成長させる。基板10は、実質的に、ドーピングしていない、即ち、真性の GaAs から成る。成長のための基板の表面は、 $[111]$ に向かって 2° ミスカット（ずらして切断）した (111) B面である。 n 型の接触層11を $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ のドーピング濃度で、約 $2.0 \mu\text{m}$ の厚さに形成するために、ケイ素をドーピングした GaAs を用いている。ダイオードの真性領域は、障壁層12および14、および量子井戸の層13から成る。障壁層12および14は、約 $0.7 \mu\text{m}$ の厚さに成長した実質的にドーピングしていない、即ち、真性の GaAs である。量子井戸の層13は、分子率 $x=0.1$ で約 100 オングストローム（以下、単に \AA と記す）の厚さに成長した実質的にドーピングしていない（真性の） $\text{In}_x \text{Ga}_{1-x} \text{As}$ である。量子井戸の層の厚さは、不整合転位からの結晶の損傷を避けるために、臨界の厚さより薄く決められる。ここに掲げた例における臨界の厚さは、0.2以下の分子

として形成される。

第2図に示すように、伝導帯 E_c は曲線20として描かれ、フェルミ準位 E_f は曲線21として、そして価電子帯 E_v は曲線22として、示される。0バイアスにおける内蔵電界からのエネルギーを qV_{bd} として示す。上述の例としての素子は、ひずみで発生した約 $1.7 \times 10^5 \text{ V/m}$ の内蔵電界を示すと、予測される。第2図に示すように、量子井戸層における格子不整合により、2軸性の圧縮応力が生じるが、この大きさは、前記の量子井戸領域内部の電子と正孔をその構造に与えられた電界の方向に対し反対方向に分極させる $\langle 111 \rangle$ 方向に沿った軸方向のひずみを生じさせるに十分な大きさである。本発明の原理を他の材料系、即ち、異なる初期成長平面へと拡張するためには、量子井戸層における格子不整合が、2軸性のひずみを起こし、それによって、前記の量子井戸領域内部の電子と正孔をその構造に与えられた電界の方向に対し反対方向に分極させる $\langle hhl \rangle$ 方向に沿った軸方向のひずみを生じさせるに、十分な

特開平3-139886(5)

大きさでなければならない。ここで、 h および l は、1以上の整数である。

p型層を<111>B基板に接触させてpinダイオードを成長させる場合には、量子井戸層の格子不整合によって誘導されるひずみは、張力となる。

上述の素子は、(111)B基板上で成長することを示したが、当業者にとって、本発明の原理が(111)A基板上で成長する素子にも同様に適用できることは明かである。(111)B基板を用いて経験された分極効果は、(111)Aを用いた場合に見られる効果とは逆になる。

第1図に示したダイオードは、光検波器としての動作において逆にバイアスされる。逆バイアスの電位量が増すほど、量子井戸の電子吸収のピークが益々「青方偏移」されるのが、バンドエッジでの光電流分光によって観察される。つまり、電子吸収のピークが、より短い波長へと変換される。「青方偏移」および「青方偏移」の利点についての説明は、自己電気光学効果素子との関連におい

の伝送変化を達成する。印加された電界条件の下では、吸収エッジが低い方の光子エネルギーに向かって変位するので、この素子は、可視光スペクトラムにおける赤色光の低い方の光子エネルギーのために、「赤方偏移」素子と称する。バンド間の遷移は、バイアスされたSEED素子に対し十分な量の吸収を起こさせる。一般に、素子の低吸収状態と高吸収状態との間の対比は、変調などのために役立つ素子の実現を許すに十分である。

SEED素子への入射光電力が低いと、光電流は、あっても無視できる程度なので、ダイオードのすべてのバイアス電圧が低下する。光ダイオードへの入射光の波長は、ピーク、即ち最大の光吸収に対するゼロの印加電界における励起共振波長に等しく、またはその近くに選択される。入射光が、逆バイアスされたpinダイオードに突入すると、光電流がどんどん発生し、代わりに、負荷の両端の電圧降下が増加することによってダイオード間の電圧が減少する。電圧を下げることで、励起共振ピークがゼロ印加電界の波長の方に

て後に行う。

第3図に示した素子の動作をさらに理解するために、自己電気光学効果素子および光双安定性に関する基礎を幾つか概説する。自己電気光学効果素子(SEED)として知られる種類の光学的に双安定なスイッチング素子が、開発された。米国特許第4,548,244号参照。SEED素子では、光双安定性は、取り入れられた材料の励起が増えると共にその吸収が増加する取り入れ半導体材料に依存する。

一般に、光双安定性SEED素子は、真性の量子井戸領域を有するpinダイオード、電氣的または電子的な負荷、およびバイアス電源の相互接続からなる。負荷およびバイアス電源は、通常は逆バイアス構成にあるダイオードの回りに帰還ループを成して配置される。量子閉じ込めシュタルク効果(QCSE)による電子吸収を許すように量子井戸層に直角に電界をかけた場合、急峻な励起共振ピークを含む吸収バンド・エッジが、低い方の光子エネルギーに変位させられて、約50%

変位して戻るように、吸収を増加させることが可能となる。吸収が増加すると、光電流がさらに増加し、これによって、適切な再生的な帰還条件の下では、素子のスイッチングが起こる。

以上で述べた原理に従って動作する光学的に双安定なSEED素子が、開発され、発表されている。これらの素子は、スイッチング・エネルギーを減少させるために通常使用される共振光空洞がないにもかかわらず、高速かつ低スイッチング・エネルギーで室温動作を示した。さらに、このような素子は、対称な量子井戸を使用する量子井戸領域によって特徴付けられていた。対称な量子井戸は、入射光の吸収が増加すると双安定素子の動作に必要なスイッチングが起こるように、印加された電界条件の下で所望のバンド・エッジ吸収シフト(赤方偏移)を生じることが知られている。

第3図は、本発明の原理に従って非対称な量子井戸領域を有するpinダイオードから成る自己電気光学効果素子の略図を示す。光ビーム104が半導体素子110に入射する。光ビーム104

特開平3-139886(6)

の一部が、半導体素子110から光ビーム105として出る。半導体素子110は、電子回路101によってバイアスされる。第1図に示した例に対し、電子回路101は、抵抗器103と半導体素子110に直列に接続されたバイアス電源102からの逆バイアス電圧 V_0 を備えている。

電子回路101には、トランジスタやフォトトランジスタなどの他の部品を適切な電圧源または電流源と並列または直列に組み合わせて多数含むこともできる。電子回路101の実現方法は、米国特許第4,546,244号に全体的に示されている。

米国特許第4546244号の従来の自己電気光学素子に対する半導体素子の光学特性は、入力ビーム104からの光の強度を増加させると半導体素子により吸収係数が増大する、というものである。電子回路101との相互接続によって、正帰還の機構が与えられ、これによって半導体素子110による光エネルギーの光吸収を増やすことが可能となり、結果的に、光吸収係数が増大することになる。尚、注意を要するのは、光吸収係数に論及

すれば、それは、代わりとして屈折率にも言及したことにもなる、と言うことである。なぜなら、吸収スペクトルの変化は、クラマースクローニツヒの関係式に記述されているように、屈折率にも変化をもたらすからである。

本発明の原理によって動作している半導体素子110については、半導体素子110は、すぐ上で述べた従来の素子とは異なる機構で動作する。従来の半導体素子は、増大する電界において吸収を減少させる機構として、エキシトニック・ピークに対する対称な量子井戸領域を備えていたが、本発明の半導体素子110は、量子井戸領域におけるエキシトニック・ピークには全く依存せずに、電界変化と共に吸収の変化を生じる。本発明の半導体素子110において望まれるのは、入力光ビーム104が、ゼロの印加電界において量子井戸領域の禁止帯エネルギーに近い波長を有するということだけである。

第3図に示すように、半導体素子110は、電子回路101への接触を容易にするために、電気

接触パッド116および117によって接触されている。一般的に、半導体素子110、そしてさらに重要な量子井戸領域に関する光ビームの出入のために明瞭な光路を与えるために、電気接触パッドは、標準的な環状の接点である。半導体素子110は、p-i-n構造を備えていて、スペーサ領域113、115および量子井戸領域114は、真性であり、即ちドーピングされておらず、接触領域111は、p型材料であり、接触領域112は、n型材料である。量子井戸領域114は、幅の広い禁止帯の格子整合半導体材料の障壁層によって両側で境を接した格子不整合半導体材料の狭い禁止帯の1つ以上の量子井戸層を備えていると考えられる。

量子井戸領域114は、1つのバッファ層から他のバッファ層へと、つまり層113から115へと量子井戸領域を横切る場合、所定の電子的特性において非対称性を呈する必要がある。その非対称な特性が、印加電界の増加に応じて「青方偏移」を与える原因となるものである。この非対称

な特性の取り入れ方は、各量子井戸の内部に閉じ込められている電子と正孔が、その半導体素子110に印加される電界によって任意に実現される方向とは反対方向に量子井戸領域において互いに相対的に分極されるようにするのが、好ましい。換言すれば、電子の波動関数の方が正孔の波動関数よりp-i-nダイオードのp型の側の方に引き寄せられて、正孔の波動関数の方が、電子の波動関数よりダイオードのn型の側の方に広がることが好ましい。

半導体素子110は、分子ビーム・エピタキシー、および金属有機化学堆積のような蒸気相エピタキシーを含む標準的なエピタキシャル処理技術によって作ることができる。

第3図に示した素子については、成長過程は、 2×10^{18} 原子/cm³の濃度でn⁺伝導性を呈するように約1000Å以上の厚さのGaAs基板にケイ素をドーピングしながら、接触領域112において開始される。接触領域112は、 $\langle 111 \rangle$ BのドーピングされていないGaAs

特開平3-139886(7)

基板上で成長する。実際には、表面の核生成を向上させるためにミスカットが[100]のような特定の軸に向かって数度乃至10分の数度というような微斜面を露出するようにミスカットした基板を用いるのが望ましい。領域112の上には、 10^{18} 原子/cm³の濃度でn⁺伝導性を呈するように同様にケイ素でドーピングしたGaAsの、接触層へのバッファ層を成長させる。バッファ層の上にエピタキシー的に付着させるのは、GaAsのスペーサ層であり、この層は、真性であり、即ち名目的にはドーピングされておらず、約700Åの厚さである。名目的にドーピングされていないひずみ層の量子井戸領域は、約70Åの厚さと約0.1の分子率を有する1つ以上の格子不整合In_xGa_{1-x}As層を含む。InGaAs層は、約150Åの厚さを有するGaAsのドーピングされていない層と交互になっている。非対称な量子井戸を1周期以上加えることにより、吸収係数の増大が可能となる。第3図に示した例については、そのバンド図を第4図に示したが、約1

0周期の量子井戸を使用している。ドーピングされていない、即ち真性のGaAsのスペーサ層を、量子井戸領域114の上に約700Åの厚さまで成長させる。スペーサ領域113の上には、 2×10^{18} 原子/cm³の濃度を有しp⁺伝導性を呈するようにベリリウムで約2000Åの厚さにドーピングしたGaAs接触層を有するように、接触領域111を成長させる。

自己電気光学効果素子110上のゼロ印加電界に対する伝導帯40および価電子帯42の概要を第4図に示した。フェルミ準位エネルギーを、 E_F の表示を有する波線で表した。伝導帯および価電子帯のエネルギーは、それぞれ E_c 、 E_v として示した。量子井戸領域114において、非対称な特性は、薄い真性のひずみ層と無ひずみ層が交互にある部分として示される。ひずみ層は、量子井戸114-1、114-3および114-nで示される。無ひずみ層は、障壁114-2、114-4、および真性のバッファ113および115として示される。

電子回路からの印加電界なしで動作中の第3図に示した半導体素子110について説明すると、ひずみ層の量子井戸構造の狭い方の禁止帯部分において、さらに強く束縛される状態に向かう最低エネルギー準位の波動関数の変位が存在する。重い正孔の方が、その大きい質量と小さい束縛エネルギーとの結果として振動しやすいために、電子より変位するので、正孔と電子に対しては、変位量が異なるだけである。このゼロ印加電界における変位の結果として、正孔と電子の実質的に平均的な分離、即ち換言すれば、電子と正孔の各対の実質的な分離が存在する。これは、対称な量子井戸構造を予め静電界でバイアスすることによって生じる電界効果に似ている。接触パッド116および117を介して電子回路101から電界を印加した場合、結果としての量子閉じ込めシュタルク効果が、最低の電子-正孔遷移の「青方偏移」（高いエネルギーhν/2πへのシフト）として始まるように、電子と正孔の分離は、縮小する。この種のシフトは、従来の技術の対称な量子井戸

構造が呈する「赤方偏移」とは正反対のものである。さらに、「青方偏移」素子により、従来の技術において対称な量子井戸によって必要とされたようなエキシトニック・ピークに関わりなく、電界の増大にともない吸収係数を減少させることが可能となる。素子の動作は、ゼロ印加電界における量子井戸領域114に対する禁止帯エネルギー付近の領域にあるのが好ましいと思われる。特に、入力光ビーム104は、最大の「青方偏移」の状態におけるバンド・エッジ吸収ピークより僅かに低い平均光子エネルギーを有することが、好ましい。そうであれば、半導体素子110は、高電圧を使用し、吸収が最も低い（吸収バンド・エッジの最大「青方偏移」に対応する）1つの状態から、低電圧を使用し、吸収が高い第2の状態へと、シフトされることになる。

エキシトニック・ピークを定義する正確なパラメータは、本発明の非対称な量子井戸素子に対してはそれほど重要ではないと述べてきたが、印加電界に伴う吸収バンド・エッジの拡大を避けるた

特開平3-139886(8)

めに、励起子（エキシトン）場のイオン化の抑制を考慮することが重要である。前記のような拡大は、素子の性能の劣化をもたらすことになる。また、バッファ層の寸法は、ひずみ量子井戸層のエッジ付近におけるバンド・ベンディング効果を避けるのに十分な厚さが必要である。

素子110の他の構造も本発明の主旨および範囲の中で考え出すことができる。例えば、本発明は、抵抗器をpinダイオードに統合した素子にも拡張可能であることが分かる。また、複合的なp-n-p-i-n構造も考えられる。この構造では、p-nダイオードが、フォトダイオードを形成し、p-i-n構造が、非対称の量子井戸領域を含む統合された変調器である。さらに、対称SEEDおよび非対称SEEDのようなあらゆる形態の自己電気光学効果素子に対して、非対称な量子井戸領域の使用を考えられることが分かる。

尚、非対称な量子井戸領域を有する半導体素子を作るために、材料系GaAs/InGaAsを上述したが、GaAs/AlGaAs、AlGa

As/InGaAs、GaAs/AlAs、InGaAs/InAlAs、GaAs/InAs、InGaAs/InGaAlAs、GaAsSb/GaAlAsSb、およびInGaAsP/InPなどの他のⅢ-V族系の半導体から、他の材料の組み合わせを選択することも可能である。最後に、Ⅱ-VI族、Ⅱ-VI族/Ⅳ族、およびⅢ-V族/Ⅳ族の半導体化合物への素子構造の拡張も考えられる。

格子の整合および不整合は、基板に関して定義されてきたが、当業者であれば、ひずみ層の厚さを十分越える厚さがあれば如何なる層に関しても、格子定数の整合または不整合をさらに一般的に定義可能であることが分かる。

4. 図面の簡単な説明

第1図は、本発明の原理にしたがうpin素子の断面図、

第2図は、第1図に示した半導体素子の伝導帯の図および価電子帯の図、

第3図は、本発明の原理にしたがう自己電気光

学効果素子の結合簡略図および断面図の組み合わせを示す図、

第4図は、第3図の自己電気光学効果素子に対する伝導帯の図および価電子帯の図を示す。

出願人：アメリカン テレフォン アンド
テレグラフ カムパニー
代理人：三 俣 弘
同：桂 木 雄



FIG. 1

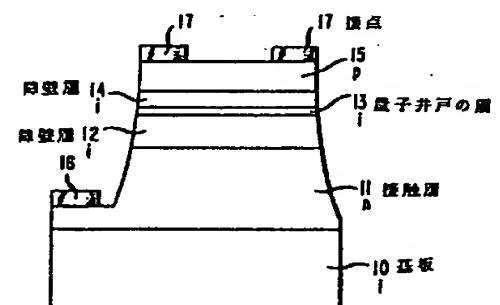


FIG. 2

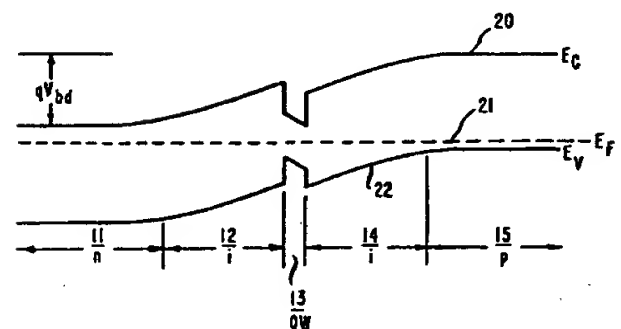


FIG. 3

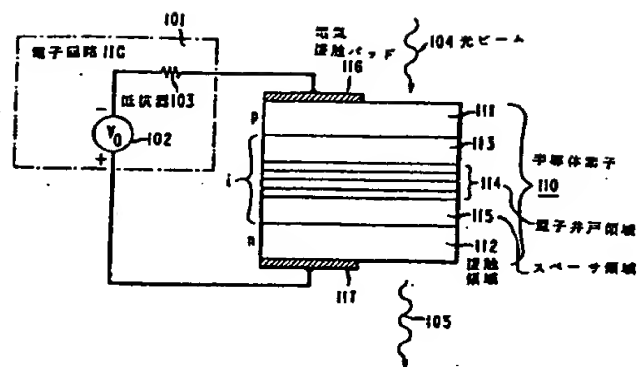


FIG. 4

